

Исследование нагруженного на круглые отверстия прямоугольного резонатора в рамках теории возмущений

К.М. Зейде

Уральский федеральный университет имени первого Президента России Б.Н. Ельцина, Россия, 620002, г. Екатеринбург, ул. Мира, 32

✉ k.m.zeyde@urfu.ru

Аннотация

В настоящей работе приводится детальное описание исследования, проведенного для конкретной электродинамической системы: прямоугольного резонатора выполненного на участке волновода WR90, возбуждаемого диафрагмой и нагруженного на круглые отверстия, прорезанные в его узкой стенке. Данная структура имеет определенную практическую значимость, особенно в рамках восстановления электрофизических параметров образцов, помещаемых в полость резонатора через сквозные отверстия. Таким образом данное предметное исследование, ко всему прочему, затрагивает основные моменты теории возмущений объемных резонаторов. Рассматриваемое устройство изучалось как в рамках натурального эксперимента, так и в процессе модельных исследований, которые проводились в различных решателях для нахождения собственных частот электродинамической системы. В статье приводится описание рассматриваемой структуры, ее практическая значимость; приводится исследование влияния шероховатостей внутренней поверхности волновода на основные параметры резонатора; описывается методика экспериментального определения добротности резонатора по характеристикам цепи. Предлагается алгоритм расчета нагруженной добротности резонатора, который был подтвержден экспериментально. Приводятся значения коэффициентов связи резонатора как с возбуждающим устройством, так и с нагрузкой. Также рассматривается ситуация внесения в полость резонатора возмущения цилиндрической формы. Приводится значение коэффициента формы образца, а также обрисовываются границы применимости метода возмущений в рамках данного предметного исследования.

Ключевые слова

объемный резонатор; прямоугольный волновод; собственные частоты; теория возмущений

Для цитирования

Зейде К.М. Исследование нагруженного на круглые отверстия прямоугольного резонатора в рамках теории возмущений. *Ural Radio Engineering Journal*. 2020;4(3):261–276. DOI: 10.15826/urej.2020.4.3.001.

A case study of a loaded rectangular resonator with circular holes under the cavity perturbation theory

K.M. Zeyde

Ural Federal University named after the first President of Russia

B.N. Yeltsin, 32 Mira Str., Ekaterinburg, 620002, Russia

k.m.zeyde@urfu.ru

Abstract

In this paper, a detailed description of a case study carried out for a specific electrodynamic system is given: a rectangular resonator made on a section of the WR90 waveguide, excited by a diaphragm and loaded onto round holes cut in its narrow wall. Considered structure has a certain practical significance, especially within the limits of restoring the electrophysical parameters of the samples placed in the cavity of the resonator by through holes. Thus, this case study, among other things, touches upon the main provisions of the resonator's cavity perturbation method. The considered device was studied both in the natural experiment installation and in the process of model studies, which were carried out in various eigenfrequencies and eigenmodes numerical solvers for an electrodynamic system. The article provides a full description of the structure under consideration, its practical significance; the study of the waveguide inner surface roughness influence on the main parameters of the resonator is given; describes the technique for the experimental determination of the resonator Q-factor from the circuit characteristics. An algorithm for the loaded resonator Q-factor calculating is proposed and experimentally verified. Additionally, the specific situation of inserting a cylindrical perturbation into the cavity of the resonator is considered. We provide the value of the sample shape factor, and outline the applicability boundaries of the perturbation method in this case study.

Keywords

cavity resonator, rectangular waveguide, eigenfrequencies, perturbation method

For citation

Zeyde K.M. A case study of a loaded rectangular resonator with circular holes under the cavity perturbation theory. *Ural Radio Engineering Journal*. 2020;4(3):261–276. DOI: 10.15826/urej.2020.4.3.001.

1. Введение

В настоящей работе приводится изучение специфического примера электродинамической системы: объемного прямоугольного нагруженного резонатора. Главной предпосылкой предлагаемого исследования является практическая значимость рассматриваемой системы. Такая структура естественным образом возникает при изучении характеристик жидкости или газа в диэлектрической трубке методом возмущений резонаторной полости (см. [1; 2]).

Широко известный и хорошо разработанный метод возмущений резонаторной полости демонстрирует устойчивое применение в сфере изучения электрофизических параметров материалов [3–6]. Суть метода заключается в отслеживании изменений основных характеристик резонатора при внесении в него малого возмущения. Этими характеристиками являются резонансная частота и добротность, изменение которых вычисляется относительно невозмущенного состояния электродинамической системы. Восстанавливаемыми параметрами в этом случае являются либо материальные, либо геометрические характеристики возмущения. Являясь интегральным методом, объект (вносимое возмущение) исследования представляется как целостная однородная структура.

Для практического изучения объекта, вызывающего возмущение, важно установить коэффициент нагрузки невозмущенного резонатора, коэффициент связи резонатора с возбуждающим устройством, а также коэффициент шероховатости внутренней поверхности стенок волновода. Разумным кажется получить данные параметры в рамках изучения избранной структуры и установить их внешнюю валидность для получения допустимой границы применимости. Это является главной целью настоящей работы.

2. Основные положения

На рис. 1 представлены объекты настоящего изучения: идеальный прямоугольный объемный резонатор и выполненный на его основе прототип реального устройства, которым является нагруженный объемным прямоугольным резонатором. Сквозные отверстия прорезаны на узкой стенке волновода в геометрическом центре соответствующих осей.

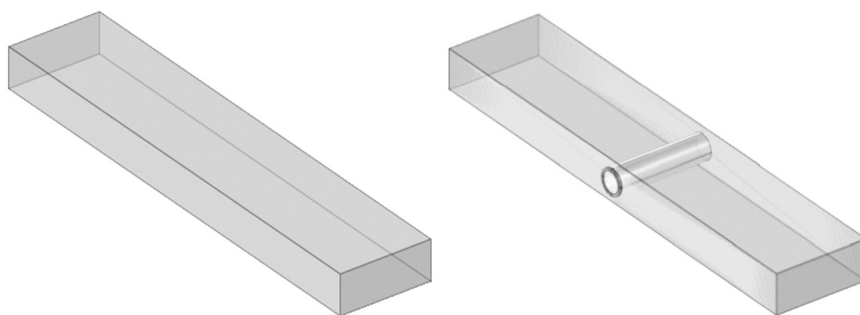


Рис. 1. Модель идеального резонатора (слева) и модель нагруженного возмущенного резонатора (справа)

Fig. 1. Ideal resonator model (left) and loaded perturbed resonator model (right)

Приведем целевые характеристики идеального резонатора для собственной моды H_{mnl} в прямоугольной полости с размерами a, b, d соответственно (см. [7–9]):

$$Q_{mnl}^0 = \frac{k}{2K \left(\alpha + \frac{R_s}{\eta d} \right)}, \quad (1)$$

$$f_{mnl}^0 = \frac{c}{2} \sqrt{\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 + \left(\frac{l}{d} \right)^2},$$

где волноводный коэффициент фазы, волноводный множитель, коэффициент аттенюации, поверхностный импеданс и волновое сопротивление, соответственно равны:

$$k = \frac{2\pi f_{mnl}^0}{c},$$

$$K = \sqrt{1 - \frac{\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2}{\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 + \left(\frac{l}{d} \right)^2}},$$

$$\alpha = \frac{\kappa_r k \mu_{rc} \delta}{b} \left[\frac{1}{K} \left(\frac{1}{2} + \frac{b}{a} \cdot \frac{\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2}{\left(\frac{m}{a} \right)^2 + \left(\frac{n}{b} \right)^2 + \left(\frac{l}{d} \right)^2} \right) \right], \quad (2)$$

$$R_s = \frac{\kappa_r}{\sigma_c \delta},$$

$$\eta = \sqrt{\frac{\mu_0}{\epsilon_0}}.$$

В выражениях (2) фигурирует т. н. коэффициент шероховатости внутренней поверхности стенок волновода κ_r . Значение этой величины может быть получено в эксперименте. В работе [10] приводятся эмпирические характеристики поверхностного сопротивления с учетом шероховатости внутренней поверхности резонатора. Согласно [10] можем заключить, что в диапазоне частот 8–12 ГГц: $\kappa_r \in (1; 1.5]$. Укажем также, что σ_c, μ_{rc} – проводимость и магнитная проницаемость стенок резонатора, а δ – глубина скин-слоя.

В рассматриваемом случае резонатор выполнен на прямоугольном волноводе WR90 при $a = 23$ мм, $b = 10$ мм, $d = 112$ мм.

Резонаторная полость возбуждается сочленением КВП Agilent X281A с волноводной диафрагмой, ориентированной вдоль всей широкой стенки волновода и с зазором в 1 мм. На рис. 2 показана экспериментально полученная характеристика S_{11} рассматриваемого резонатора, возбуждаемого диафрагмой. На графике показаны резонансные частоты, а также вычисленные значения добротности для каждой из них. Согласно результатам эксперимента, в рабочей полосе частот у резонатора наблюдаются следующие собственные моды: H_{104} , H_{105} , H_{106} , H_{107} .

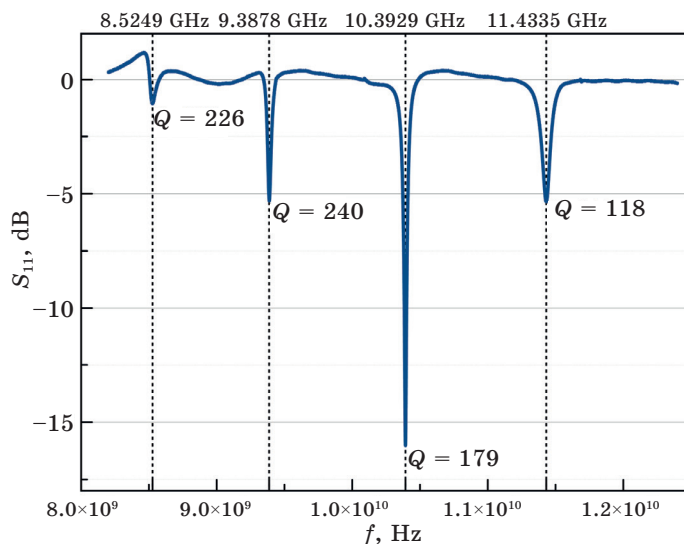


Рис. 2. Экспериментальная характеристика $S_{11}(f)$ для рассматриваемого резонатора

Fig. 2. Experimentally obtained $S_{11}(f)$ for resonator under consideration

Кратко опишем методику вычисления добротности резонатора по экспериментальной характеристике. Добротность – есть отношение резонансной частоты к ширине полосы частотной резонансной характеристики по уровню половины мощности (см., например [7]). Учитывая свойства элементов матрицы рассеяния, имеем:

$$S_{11}^{(-3dB)} [dB] = 10 \lg \left(1 - \frac{1 - 10^{S_{11}[dB]/10}}{2} \right). \quad (3)$$

Выражение (3) легко получить, если от значения коэффициента отражения перейти к коэффициенту передачи (данный коэффициент является фиктивным в настоящей формулировке), вычислить от него значение по половине передаваемой мощно-

сти, а затем выполнить от получившейся величины обратный переход. Значение формулы (3) дает нужный уровень на частотной характеристике (см. рис. 2), относительно которого необходимо установить ширину полосы: Δf . Далее вычисляется значение добротности резонатора на центральной частоте.

Учтем, что предложенный быстрый метод вычисления добротности резонатора является косвенным средством измерения физической величины. В работе [11] приводится более детальное исследование данного вопроса, однако мы обратимся к результатам этой работы в несколько другом контексте.

3. Нагруженный резонатор

Для того чтобы во внутреннюю область волновода поместить трубку, на его узких стенках необходимо прорезать круглые отверстия (см. рис. 1 справа). Будем оправдано считать эти отверстия дополнительной нагрузкой резонаторного контура. В работе [11] описывается методика эмпирического изучения добротности нагруженного резонатора. Используем простое выражение из этой работы:

$$Q_L^0 = \frac{Q_{mnl}^0}{1 + \kappa_c}. \quad (3)$$

Одной из задач настоящего предметного исследования является определение коэффициента связи κ_c в (3). Данный коэффициент в настоящем случае есть сумма двух слагаемых: коэффициента связи возбуждающей диафрагмы κ_c^{ex} и коэффициента связи отверстий κ_c^{ld} . Учтем также, что в формуле для собственной добротности фигурирует неизвестная для изучаемого резонатора величина Q_r . С сохранением физического смысла этих величин, попытаемся найти их значения для рассматриваемого случая.

Итак, резонатор изготовлен из алюминия с параметрами: $\sigma_c = 37,74$ МСм/м, $\mu_{rc} = 1$. Согласно формулам (1) и (2) добротность идеального резонатора линейно возрастает при увеличении собственной моды от 4-й до 7-й. Экспериментальные же данные для реального резонатора (рис. 2) показывают иную тенденцию для добротности, а именно наблюдается нелинейный характер ее изменения при увеличении собственной моды. Очевидно, этому есть два объяснения: первое – при увеличении частоты растет влияние шероховатостей внутренней стенки волновода на параметры устройства, второе – характеристики нагрузок также являются частотно зависящими.

В работе [10] приведена характеристика Q_r от отношения максимального линейного размера шероховатости к величине δ для алюминия. С ростом частоты глубина скин-слоя сокращается,

а это значит, что указанная выше пропорция увеличивается, и характеристика выходит на плато. Из экспериментальных данных работы [10] следует, что для алюминия максимальное значение $\kappa_r = 120$, при минимальном значении величины $\kappa_r = 1.05$. Тогда:

$$\kappa_r = 1.05 + (l - 4) \cdot 0.05, \quad l \in [4, 7]. \quad (4)$$

Теперь обратимся к коэффициентам связи. В силу того что экспериментальная характеристика, представленная на рис. 2, снималась для резонатора без отверстий, в формуле (3) учитываем только коэффициент κ_c^{ex} . Имеем:

$$\kappa_c^{ex} = \frac{Q_{mnl}^0 - Q_L^0}{Q_L^0}. \quad (5)$$

Далее, согласно данным, полученным в эксперименте для нагруженной добротности, по формуле (5) получаем значение коэффициента для каждой собственной моды. Интерполируя значения полиномом Лагранжа, получаем:

$$\kappa_c^{ex} \simeq \frac{l^3 + 342l^2 - 3145l + 8718}{60}, \quad l \in [4, 7]. \quad (6)$$

Радиус r отверстий в рассматриваемом случае равен 3,11 мм. Вносимая отверстиями нагрузка на резонаторный контур понятным образом зависит от номера собственной моды резонатора. В силу того факта, что отверстия располагаются на расстоянии $d/2$ от короткозамкнутого конца, то нагрузка при различных модах может располагаться как в узле, так и в пучности вектора \mathbf{E} . Рисунок 3 иллюстрирует обе ситуации. Очевидно, что если нагрузка располагается в узле амплитуды (т. е. для четной собственной моды), то влияние на добротность резонатора будет несколько ниже, чем если нагрузка будет располагаться в пучности амплитуды (т. е. для нечетной собственной моды). Это естественным образом связано с тем, что отверстие, расположенное в пучности вектора \mathbf{E} , начинает излучать, тем самым рассеивая электромагнитную мощность в пространство.

Натурный эксперимент подтвердил ожидания того, что круговые отверстия данного диаметра лишь незначительно сказываются на добротности резонатора. На рис. 4 показана функция $Df(f) = S_{11h}(f) - S_{11}(f)$, где $S_{11h}(f)$ – частотная характеристика коэффициента отражения резонатора с отверстиями. Как и ожидалось, влияние отверстий на четных собственных гармониках минимально, на нечетных модах значение добротности незначительно уменьшается. Изменение это можно получить в рамках модельного исследования, используя решатели для собственных частот электродинамической системы.

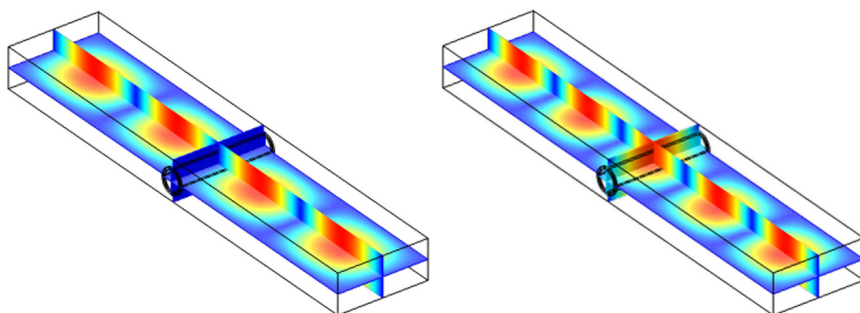


Рис. 3. Собственные моды нагруженного резонатора:
 $l = 4$ (слева) и $l = 5$ (справа)

Fig. 3. Loaded resonator eigenmodes: $l = 4$ (left) и $l = 5$ (right)

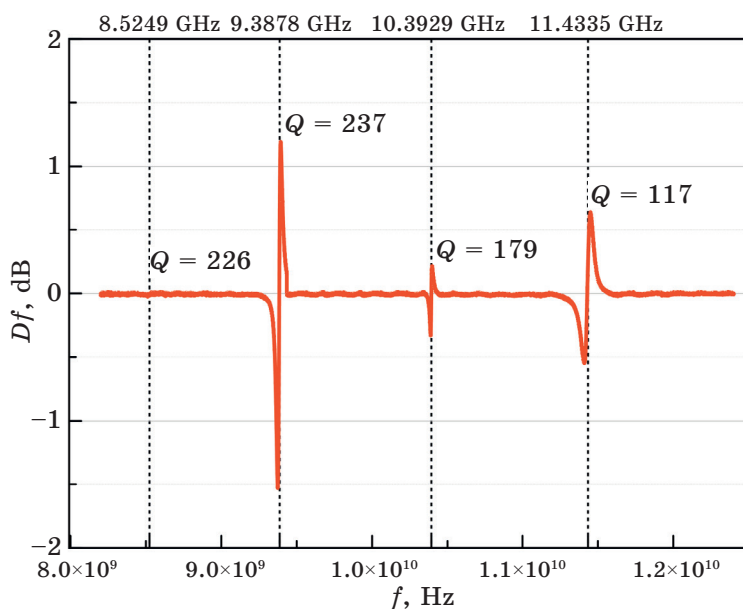


Рис. 4. Функция разности значений S_{11}
 для резонатора с отверстиями и без них

Fig. 4. S_{11} difference function for resonator
 with and without holes

По определению физической величины имеем (см., [7; 8]):

$$Q = \frac{\omega W_s}{P_d}, \quad (7)$$

где W_s – запасенная в резонаторе энергия, P_d – рассеянная резонатором мощность. Для целостного резонатора можем записать, что

$$\begin{aligned}
 W_s &= \int_{V_c} w_{EM} dv, \\
 P_d &= \int_{S_w} p_l ds,
 \end{aligned}
 \tag{8}$$

где w_{EM} – объемная плотность электромагнитной энергии, заключенная в объеме полости резонатора V_c ; p_l – мощность электромагнитных потерь, приходящаяся на единицу площади, получаемая из формулировки импедансных граничных условий Щукина – Леонтовича для стенок волновода; S_w – площадь внутренней поверхности волновода. Для того чтобы переписать выражения (8) для случая нагруженного на отверстия резонатора, нам необходимо из области интегрирования по объему вычесть объем резонаторной полости, из которого происходит рассеяние энергии в пространство, а из области поверхностного интегрирования вычесть площадь занимаемую отверстиями:

$$\begin{aligned}
 W_s &= \int_{V_c - V_d} w_{EM} dv, \\
 P_d &= \int_{S_w - 2S_h} p_l ds, \\
 S_h &= \pi r^2.
 \end{aligned}
 \tag{9}$$

Установление значения V_d в выражении (9) заключатся в рассмотрении волноводных отверстий связи. Согласно [8], слабоизлучающими отверстиями являются отверстия с радиусом:

$$r < \frac{\Lambda}{4\pi},$$

где Λ длина волны в волноводе. Там же приведены коэффициенты электрической и магнитной поляризуемости круглых отверстий:

$$\Pi_E = \frac{4r^3}{3}, \quad \Pi_M = \frac{2r^3}{3}.$$

Можем заключить, что для $l = 4$, отверстия удовлетворяют соотношению слабой связи и вместе с тем, что на четной гармонике отверстия располагается в узле (см. рис. 3), заметного влияния на характеристики резонатора они не оказывают (см. рис. 4). На пятой моде затекание мощности в отверстие максимально; хотя отверстие продолжает удовлетворять неравенству слабой связи, однако находится в пограничной области

$$\left(r \approx \frac{\Lambda}{4\pi} \right)$$

и, что более важно, располагается в пучности вектора E . При $l = 6$ неравенство слабой связи перестает выполняться – отвер-

ствия начинают излучать, однако, находясь в узле стоячей волны, покидающая резонатор энергия невелика. И, наконец, для седьмой собственной моды, вне зависимости от излучения отверстий и нахождения их в пучности амплитуды, электромагнитная энергия запасается в свободном объеме резонатора и влияние нагрузки на добротность несколько уменьшается, по сравнению с предыдущей нечетной гармоникой. Суммируя коэффициенты поляризуемости и учитывая, что, отверстий два, получаем:

$$V_d = 2(\Pi_E + \Pi_H) = 4r^3. \quad (10)$$

Необходимо указать, что V_d – это некоторый фиктивный объем резонаторной полости, который располагается строго на оси, соединяющей два отверстия вдоль широкой стенки волновода. Таким образом, при его вычитании при объемном интегрировании, автоматическим образом учитывается расположение узлов и пучностей стоячей волны в волноводе: если этот объем попадает в пучность амплитуды, то при интегрировании вычитается большая часть запасенной в резонаторе энергии, нежели, если этот объем находится в узле. Укажем также, что, согласно формулировке, данный объем должен быть равномерно заполнен электромагнитной энергией, поэтому форма, которой он ограничивается, неизвестна. В рамках модельных исследований было установлено, что при интегрировании, уместно вычитать объем цилиндра, основаниями которого являются отверстия на узких станках волновода, т. е. $V_d = \pi r^2 a$ (см. рис. 1 справа). Очевидно, что это значение больше, чем, то, которое получается при использовании формулы (10), однако средняя по единице объема плотность электромагнитной энергии в них примерно одинаковая. Итак, снова применяя формулы (5), только уже для коэффициентов κ_c^{ld} , после интерполяции, получаем:

$$\kappa_c^{ld} \simeq 0.089l^3 - 1.476l^2 + 8.025l - 14.145, \quad l \in [4, 7]. \quad (11)$$

На рис. 4, ко всему прочему приведены полученные экспериментальные значения для добротности реального резонатора, нагруженного на отверстия. Сравним их со значениями, получаемыми по формуле (3), с учетом (6) и (11). Имеем, $Q_{L(l=4)}^0 = 226$, $Q_{L(l=5)}^0 = 238$, $Q_{L(l=6)}^0 = 179$, $Q_{L(l=7)}^0 = 117$. Учитывая существенную измерительную погрешность, можем заключить, что результаты совпали с хорошей точностью. Делая промежуточный вывод, можем указать, что методика определения добротности нагруженного на круговые отверстия резонатора (формулы (9) и (10)) подтверждена экспериментально. Это не дает весомых оснований высоко оценивать ее внешнюю валидность, однако появляются

существенные предпосылки полагать, что она может быть использована и для других примеров объемных резонаторов.

4. Резонатор с возмущением

Рассмотрим ситуацию внесения характерного возмущения в резонатор через круговые отверстия в его узкой стенке. Присутствие диэлектрического объекта в объемном резонаторе приводит к смещению его резонансной частоты вниз на величину [4]:

$$\Delta F^1 = 2(\operatorname{Re}(\epsilon_r) - 1)\zeta f_{mnl}^0 \frac{V_d}{V_c}, \quad (12)$$

где ϵ_r – комплексная диэлектрическая проницаемость возмущения, ζ – коэффициент формы возмущения, $V_d = \pi r^2 a$. Принимая во внимание, что резонансная частота возмущенной системы есть $f_{mnl}^1 = f_{mnl}^0 - \Delta F^1$ и $V_c = abd$, имеем:

$$f_{mnl}^1 = f_{mnl}^0 \left(1 - \frac{2\pi r^2 \zeta (\operatorname{Re}(\epsilon_r) - 1)}{bd} \right). \quad (13)$$

Выше указывалось, что данный подход может быть использован лишь для малых возмущений объемного резонатора. Магнитуда возмущения обычно оценивается по отношению объема вносимого возмущения к объему полости резонатора. В работе [12] приводится детальное изучение этого вопроса. Усовершенствование метода возмущений объемного резонатора, сделанное авторами [13], позволяет существенно увеличить допустимую магнитуду возмущения для его успешного анализа. Мы используем следующее связанное с магнитудой возмущения требование (см. [12, 13]):

$$\frac{\Delta F^1}{f_{mnl}^0} \leq 10^{-3}.$$

Из этого неравенства легко получить максимальное значение отношений объемов в системе, используя (1) и (12). Таким образом, максимальная возможная для анализа магнитуда возмущения, характеризуется как объемом, так и электрофизическими параметрами образца.

Вместе с этим возмущение сказывается на добротности резонатора следующим образом [4; 5; 14]:

$$\begin{aligned} \Delta S^1 &= 4\operatorname{Im}(\epsilon_r)\zeta^2 Q_L^0 \frac{V_d}{V_c} = 10^s - 1, \\ s &= \frac{S_{11}^1[dB] - S_{11}^0[dB]}{20}, \\ S_{11}^1 &= S_{11}^0 + 20\lg\left(4\operatorname{Im}(\epsilon_r)\zeta^2 Q_L^0 \frac{V_d}{V_c}\right). \end{aligned} \quad (14)$$

Таким образом:

$$\frac{\Delta S^1}{Q_L^0} = \frac{Q_L^0 - Q_L^1}{Q_L^0 Q_L^1} \Rightarrow Q_L^1 = \frac{Q_L^0}{\Delta S^1 + 1} \Rightarrow Q_L^1 = \frac{Q_L^0}{10^8}. \quad (15)$$

Как для теоретического изучения, так и для практического использования метода важным является определение коэффициента формы возмущения ζ . Эта величина зависит от геометрии объекта, от его диэлектрической проницаемости, а также от расположения в резонаторной полости. В работе [4] приведены значения коэффициента лишь для простейших типов возмущений, используем эти результаты в качестве первичных данных.

Укажем, что в данном исследовании в качестве возмущения выступает круглый цилиндр, помещенный в полость резонатора через отверстия (см. рис. 1). Мы пытаемся найти значение коэффициента формы возмущения именно для цилиндра, ориентированного вдоль широкой стенки волновода и размещенного в центре узкой стенки на половине длины волновода, на собственных модах резонатора $l = 4, 5, 6, 7$.

Исследование проводится численными методами с помощью решателей собственных частот электродинамической системы. В качестве модели резонатора без возмущения мы используем нагруженный на отверстия резонатор, но без используемого в эксперименте возбуждающего устройства. Это позволяет проводить более точное моделирование собственных частот системы при внесении в нее возмущения. Обратим внимание, что в модели мы не учитываем коэффициент k_r . Для небольших значений ε_r и при отсутствии потерь в диэлектрике, получены следующие приближенные значения коэффициента:

$$\begin{aligned} \zeta_{l=4} &\simeq \frac{1}{9(\varepsilon_r + 6)}, \\ \zeta_{l=5,7} &\simeq \frac{1}{\varepsilon_r + 1}, \\ \zeta_{l=6} &\simeq \frac{1}{8(\varepsilon_r + 2)}. \end{aligned} \quad (16)$$

Для $\varepsilon_r = 2$:

$$\frac{\Delta F^1}{f_{mnl}^0} \approx 7.23 \times 10^{-4} \text{ при } l = 4; \quad \frac{\Delta F^1}{f_{mnl}^0} \approx 0.017 \text{ при } l = 5;$$

$$\frac{\Delta F^1}{f_{mnl}^0} \approx 10^{-3} \text{ при } l = 6; \quad \frac{\Delta F^1}{f_{mnl}^0} \approx 0.016 \text{ при } l = 7.$$

Таким образом можем заключить, что выражения для четных собственных мод в (16) справедливы для $\varepsilon_r \leq 2$, тогда как для нечетных собственных мод ε_r может лишь незначительно отличаться от единицы.

Аналогичная геометрия рассматривается в работе [15], но вне рамок теории возмущений объемного резонатора. Используя предложенный автором [15] метод возможно восстанавливать электрофизические параметры цилиндрической цели при гораздо больших значениях ε_r (например для жидкостей или композитных материалов). Вместе с разработанным алгоритмом численного анализа неоднородностей в волноводах [16] и используя нейросетевой подход к восстановлению параметров цилиндрических возмущений (см. [17–19]), представляется возможным проводить высокоточные исследования образцов материалов сложной формы, помещаемых в волновод непосредственно через «окна» связи.

6. Выводы

В данной работе приводится подробное описание исследования, нагруженного на круговые отверстия прямоугольного резонатора, в который вносится характерное возмущение для его последующего электродинамического анализа. Был разработан алгоритм расчета нагруженной добротности резонатора, в котором учитываются коэффициента связи как с возбуждающим устройством, так и с технологическими отверстиями в волноводе, через которые могут быть помещены образцы материалов для их изучения. В работе приведено подробное описание разработанного метода анализа типовой структуры прямоугольного резонатора, ряд положений подтверждены экспериментально, тогда как некоторые выводы имеют численную верификацию. В силу того, что рассмотренная структура имеет определенную практическую значимость, результаты могут найти применение как в области материаловедения, так и в области дефекто- и структуроскопии.

Список литературы

1. Zeyde K.M., Sharov V.V., Ronkin M.V. Guided microwaves electromagnetic drag over the sensitivity threshold experimental observation. *WSEAS Transactions on Communications*. 2019;18:191–205.
2. Zeyde K.M., Sharov V.V. Fluid flow sensors design based on electromagnetic drag effect. In: *2019 International Conference on Control, Artificial Intelligence, Robotics & Optimization (ICCAIRO)*, Athens, Greece, 8–10 Dec. 2019, pp. 48–53. DOI: 10.1109/ICCAIRO47923.2019.00017.
3. Parkash A., Vaid J.K., Mansingh A. Measurement of dielectric parameters at microwave frequencies by cavity-perturbation

technique. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1979;27(9):791–795. DOI: 10.1109/TMTT.1979.1129731.

4. Kraszewski A.W., Nelson S.O. Observations on resonant cavity perturbation by dielectric objects. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1992;40(1):151–155.

5. Santra M., Limaye K.U. Estimation of complex permittivity of arbitrary shape and size dielectric samples using cavity measurement technique at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2005;53(2):718–722. DOI: 10.1109/TMTT.2004.840570.

6. Nelatury S.R., Nelatury C.F. A comparison of perturbation formulas for a square electromagnetic resonator. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2014;56(1):130–142. DOI: 10.1109/MAP.2014.6821764.

7. Джексон Дж. *Классическая электродинамика*. М.: Мир; 1965.

8. Семенов Н.А. *Техническая электродинамика*. М.: Связь; 1973.

9. Marcuvitz N. *Waveguide handbook*. London: IET; 1986.

10. Hernandez A., Martin E., Margineda J., Zamarro J.M. Resonant cavities for measuring the surface resistance of metals at X-band frequencies. *Journal of Physics E Scientific Instruments*. 1986;(19):222–225.

11. Kajfez D., Hwan E.J. Q-factor measurement with network analyzer. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1984;32(7):666–670.

12. Peng Z., Hwang J.-Ya., Andriese M. Maximum sample volume for permittivity measurements by cavity perturbation technique. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2014;63(2):450–455.

13. Kim C.-K., Minz L., Park S.-O. Improved measurement method of material properties using continuous cavity perturbation without relocation. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2020;69(8):5702–5716.

14. Miura T, Tahara K., Sugiyama J.-I., Horibe M. Q-factor change of cavity by sample installation in resonance perturbation method. In: *Proceedings of the 45th European Microwave Conference, Paris, France, 7–10 Sept. 2015*, pp. 738–741. DOI: 10.1109/EuMC.2015.7345869.

15. Nishikata A. Scattering analysis for layered cylindrical object perpendicularly piercing the wider walls of a rectangular waveguide and its application to ϵ_r and μ_r measurement. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*. 2009;57(6):1602–1611.

16. Zeyde K.M. Verified simulation of waveguide inhomogeneities in Keysight EMPro 2017 software. *Ural Radio Engineering Journal*. 2018;2(4):67–76. DOI: 10.15826/urej.2018.2.4.005.

17. Зейде К.М. Численное восстановление электрофизических параметров сферы в прямоугольном волноводе на СВЧ. В: *Сборник трудов конференции RLNC 2019*. 2019. Т. 6. С. 94–100.

18. Hamid A.-K., AlSunaidi M. Inverse scattering by dielectric circular cylindrical scatterers using a neural network approach. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, Montreal, Canada, 13–18 July 1997*, pp. 2278–2281. DOI: 10.1109/APS.1997.625424.

19. Bhattacharya M., Gupta B. Neural network model of S-parameters for a dielectric post in rectangular waveguide. In: *Proceedings of International Conference on Recent Advances in Microwave Theory and Applications, Jaipur, India, 21–24 Nov. 2008*, pp. 581–583. DOI: 10.1109/AMTA.2008.4763000.

References

1. Zeyde K.M., Sharov V.V., Ronkin M.V. Guided microwaves electromagnetic drag over the sensitivity threshold experimental observation. *WSEAS Transactions on Communications*. 2019;18:191–205.
2. Zeyde K.M., Sharov V.V. Fluid flow sensors design based on electromagnetic drag effect. In: *2019 International Conference on Control, Artificial Intelligence, Robotics & Optimization (ICCAIRO), Athens, Greece, 8–10 Dec. 2019*, pp. 48–53. DOI: 10.1109/ICCAIRO47923.2019.00017.
3. Parkash A., Vaid J.K., Mansingh A. Measurement of dielectric parameters at microwave frequencies by cavity-perturbation technique. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1979;27(9):791–795. DOI: 10.1109/TMTT.1979.1129731.
4. Kraszewski A.W., Nelson S.O. Observations on resonant cavity perturbation by dielectric objects. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1992;40(1):151–155.
5. Santra M., Limaye K.U. Estimation of complex permittivity of arbitrary shape and size dielectric samples using cavity measurement technique at microwave frequencies. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 2005;53(2):718–722. DOI: 10.1109/TMTT.2004.840570.
6. Nelatury S.R., Nelatury C.F. A comparison of perturbation formulas for a square electromagnetic resonator. *IEEE Antennas and Propagation Magazine*. 2014;56(1):130–142. DOI: 10.1109/MAP.2014.6821764.
7. Jackson J. *Classical Electrodynamics*. New York, London: John Wiley & Sons; 1962.
8. Semenov N.A. *Technical Electrodynamics*. Moscow: Svyaz; 1973. (In Russ.)
9. Marcuvitz N. *Waveguide handbook*. London: IET; 1986.
10. Hernandez A., Martin E., Margineda J., Zamarro J.M. Resonant cavities for measuring the surface resistance of metals at X-band frequencies. *Journal of Physics E Scientific Instruments*. 1986;(19):222–225.
11. Kajfez D., Hwan E.J. Q-factor measurement with network analyzer. *IEEE Transactions on Microwave Theory and Techniques*. 1984;32(7):666–670.
12. Peng Z., Hwang J.-Ya., Andriese M. Maximum sample volume for permittivity measurements by cavity perturbation technique. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2014;63(2):450–455.
13. Kim C.-K., Minz L., Park S.-O. Improved measurement method of material properties using continuous cavity perturbation without relocation. *IEEE Transactions on Instrumentation and Measurement*. 2020;69(8):5702–5716.

14. Miura T, Tahara K., Sugiyama J.-I., Horibe M. Q-factor change of cavity by sample installation in resonance perturbation method. In: *Proceedings of the 45th European Microwave Conference, Paris, France, 7–10 Sept. 2015*, pp. 738–741. DOI: 10.1109/EuMC.2015.7345869.

15. Nishikata A. Scattering analysis for layered cylindrical object perpendicularly piercing the wider walls of a rectangular waveguide and its application to ϵ_r and μ_r measurement. *IEEE Transactions on microwave theory and techniques*. 2009;57(6):1602–1611.

16. Zeyde K.M. Verified simulation of waveguide inhomogeneities in Keysight EMPro 2017 software. *Ural Radio Engineering Journal*. 2018;2(4):67–76. DOI: 10.15826/urej.2018.2.4.005.

17. Zeyde K.M. Numerical recovering of the sphere electrophysical parameters in a rectangular waveguide on a microwave. In: *RLNC Conference proceedings*. 2019. Vol. 6, pp. 94–100. (In Russ.)

18. Hamid A.-K., AlSunaidi M. Inverse scattering by dielectric circular cylindrical scatterers using a neural network approach. In: *IEEE Antennas and Propagation Society International Symposium, Montreal, Canada, 13–18 July 1997*, pp. 2278–2281. DOI: 10.1109/APS.1997.625424.

19. Bhattacharya M., Gupta B. Neural network model of S-parameters for a dielectric post in rectangular waveguide. In: *Proceedings of International Conference on Recent Advances in Microwave Theory and Applications, Jaipur, India, 21–24 Nov. 2008*, pp. 581–583. DOI: 10.1109/AMTA.2008.4763000.

Информация об авторе

Зейде Кирилл Михайлович, кандидат физико-математических наук, доцент департамента радиоэлектроники и связи, Уральский федеральный университет им. первого Президента России Б.Н. Ельцина, Екатеринбург, Россия.

Information about the author

Kirill M. Zeyde, Candidate of Science in Physics and Mathematics, Associate Professor of the Department of Radioelectronics and Communications of Engineering School of Information Technologies, Telecommunications and Control Systems, Ural Federal University named after First President of Russia B.N. Yeltsin, Ekaterinburg, Russia.

Поступила / Received: 23.10.2020

Принята в печать / Accepted: 11.11.2020